

高功率固体激光器中抽运光和热效应的相互作用分析

屈鹏飞 王石语 过 振 蔡德芳 李兵斌

(西安电子科技大学物理与光电工程学院, 陕西 西安 710071)

摘要 大功率固体激光器中,由于抽运光分布和热效应之间存在复杂的相互作用,所以在对热效应的理论分析中不能沿用小功率下的处理方法,否则会带来很大的误差。提出一种反复迭代的数值处理方法,充分考虑抽运光和热效应之间的相互作用,在此基础上,对一些典型的端面抽运固体激光器的热效应和抽运光分布进行了分析,研究了不考虑这种相互作用所带来的理论计算的误差。将介质对抽运光的吸收长度和粗估的热透镜焦距进行比较,提出了一个用于判断热效应和抽运光相互作用强度的参数 K ,根据 K 的值可以判断在理论分析中是否需要考虑两者的相互作用。研究表明,当 K 小于 0.1 时,抽运光和热效应相互作用所产生的影响小于 3%。

关键词 激光器;热效应;迭代算法;相互作用强度参数 K

中图分类号 TN248.1 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS201434.1114002

Analysis of Interaction Between Thermal Effect and Pump Optical Field Distribution in High Power Solid-State Laser

Qu Pengfei Wang Shiyu Guo Zhen Cai Defang Li Bingbin

(School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an, shaanxi 710071, China)

Abstract In high power laser diode (LD) end-pumped solid-state laser, due to the complicated interaction between pump optical field distribution and thermal effect, the method of analysis thermal effect used in low power cannot be used, or leads to large error. In the light of the above, the concept of iteration used in calculation method can fully consider the interaction between pump optical field distribution and thermal effect. So, the interaction in some typical LD end-pumped solid-state laser is analyzed, and the calculation error without considering the interaction is studied. At the meanwhile, by comparing absorption length of solid-state laser material with its effect focal length, a parameter K is put forward to measure intensity of the interaction, and it can be used to judge whether considering the interaction or not. The results show that when the parameter K is less than 0.1, the influence of the interaction is below 3 percent.

Key words lasers; thermal effect; iteration; parameter K

OCIS codes 140.3580; 140.6810; 140.3295; 140.3480

1 引 言

激光二极管(LD)抽运的全固态激光器以其效率高、寿命长、结构紧凑、光束质量好等优点,广泛应用于工业、医疗、科研、信息和军事等领域。在 LD 抽运过程中,由于存在量子差损等过程,导致了其输入的总能量中只有部分转化为激光输出,其余能量大部分为热消耗。由于受到抽运光不均匀分布和晶体周围散热系统的共同作用,使得晶体温度分布

不均匀,形成温度梯度,引发晶体内热效应,直接影响了激光输出的稳定性和光束质量^[1-7]。对激光介质热效应进行理论分析的过程中,通常是根据抽运光的分布,直接获得介质内的温度分布,进而再研究温度分布在介质内产生的相关物理效应,分析对激光器运行状况的影响。但是,由于没有考虑抽运光和温度分布之间的相互作用,导致理论分析所获得的热效应和实际情况有比较大的误差。本文提出了

收稿日期: 2014-06-19; 收到修改稿日期: 2014-07-11

作者简介: 屈鹏飞(1987—),男,博士研究生,主要从事新型光电子器件方面的研究。E-mail: qupengfei_119@163.com

导师简介: 王石语(1966—),男,博士生导师,教授,主要从事新型光电子器件方面的研究。

E-mail: yshi@mail.xidian.edu.cn

一种算法,考虑了抽运光分布和温度分布之间的相互作用,提高了理论分析的精度。并提出一个标准,用来判断在什么情况下,进行理论分析时需要考虑抽运光和介质内温度分布的相互作用。

2 计算方法

晶体内部的温度分布与抽运光产生的热耗、晶体的热物性参数、几何结构以及外部条件有关。在热效应的计算中,通常的做法是,根据抽运光的分布计算激光介质内的热源功率密度分布,再根据热源的功率密度结合边界条件计算介质内的温度场分

布。这种计算方法对于小功率抽运源误差比较小,但是对于大功率、高功率密度的抽运过程,却会产生很大的偏差。实际抽运过程中,热效应和抽运光分布会发生相互作用,通过一段时间的弛豫,达到稳定状态。当抽运光刚射入介质时,由于介质尚未被加热,介质内温度分布还是均匀的,抽运光分布还受影响,但是随着时间的推移,温度分布的不均匀性逐渐增加,抽运光受其影响,分布发生变化,随之热源的分布也发生变化,进一步影响到温度场趋于稳定的进程。这个相互作用过程循环进行,直到温度场分布和抽运光分布均达到稳定状态,如图1所示。

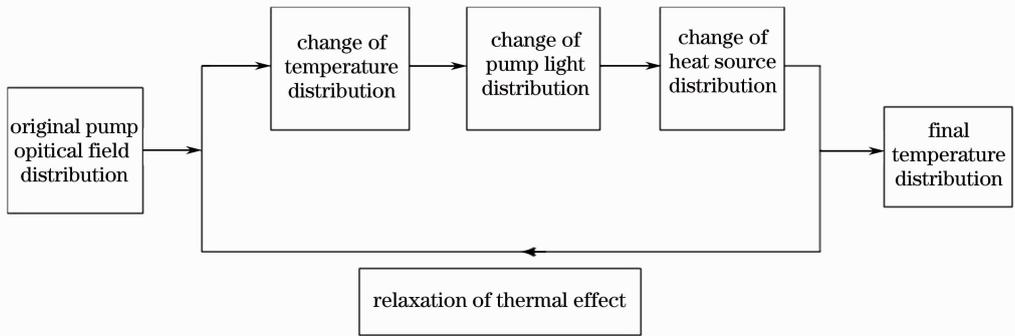


图1 抽运光和热效应之间的相互作用过程

Fig. 1 Interaction between pump optical field distribution and thermal effect

要完全仿真热效应的弛豫方程,需要将时变热传导方程和光场的传播方程结合起来求解,运算复杂,难度大。这里采用一种简化的处理方法,通过自适应调整的方法,利用稳态热传导方程,计算温度分布的最终结果。

第一步,根据初始抽运光分布,计算热源的分布,给出稳态条件下介质内的温度场分布。

计算中采用稳态的热传导方程,在旋转对称的物理条件下,稳态热传导方程为

$$k(T) \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + Q_V(r, z) = 0, \quad (1)$$

式中 r 和 z 分别为柱坐标的径向坐标和轴向坐标,以晶体端面中心作为 r 和 z 的坐标零点, T 为晶体温度, $Q_V(r, z)$ 为晶体内单位体积热源, $K(T)$ 为晶体的导热系数。在计算中采用数学形式比较简单的高斯分布抽运光进行端面抽运,这种情况下, $Q_V(r, z)$ 可以计算如下:

$$Q_V(x, y, z) = \frac{2\alpha\gamma P_{in} [1 - \exp(-\alpha l)]}{\pi\omega_p^2} \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{\omega_p^2}\right] \exp(-\alpha z), \quad (2)$$

式中 P_{in} 为抽运光功率, α 为晶体对抽运光的吸收系数, γ 为介质生热系数, ω_p 为抽运光束半径^[8-9]。

第二步,根据温度场分布,确定抽运光分布的变化。

在获得温度场分布的条件下,利用菲涅耳-基尔霍夫衍射积分公式计算抽运光分布的变化。根据菲涅耳-基尔霍夫衍射积分公式,在均匀介质中,若知光波场在任意空间曲面上的振幅和相位分布,就可以计算出该光波场在空间其他任意一个位置处的振幅和相位分布^[10]。

$$u(x, y) = \frac{ik}{4\pi\omega_s} \iint_S u(x', y') \frac{\exp(-ik\rho)}{\rho} (1 + \cos\theta) ds', \quad (3)$$

式中 $u(x, y)$ 表示某平面 M_2 上的光场场强, $u(x', y')$ 为已知平面 M_1 上任意一点 (x', y') 上的光场场强, ρ 为两点 (x, y) 和 (x', y') 之间的距离。

在端面抽运固体激光器中,对于温度场分布导致的激光介质内折射率分布不均匀,由激光介质端面上的抽运光分布函数出发,利用(3)式计算空间光

场的传播和分布。

在计算中,沿抽运光的传播方向,将激光介质分割成若干薄片,由薄片前表面上的光场计算薄片后表面的光场。在这种计算中,采用以下方法将温度场的影响考虑进去。

介质温度与折射率之间的关系为

$$\Delta n(x, y, z)_T = [T(x, y, z) - T(x, y)_0] \frac{dn}{dT}, \quad (4)$$

式中 $T(x, y, z) - T(x, y)_0$ 表示晶体任意一点与该平面所在平面中心温度的差, dn/dT 为折射率温度系数, 是一个常数。

由折射率差可以得到通过每段晶体时的光程差分布:

$$\Delta \delta(x, y) = \int_L \Delta n(x, y, z)_T dz, \quad (5)$$

进而得到其相位差分布为

$$\Delta \Phi(x, y) = (2\pi/\lambda) \cdot \Delta \delta(x, y). \quad (6)$$

这样的相位差正是热效应对光场的调制,在利用介质薄片前表面光场计算后表面光场时,在(3)式后乘一个相位调制因子,得

$$\theta(x, y) = \exp[-i \cdot \Delta \Phi(x, y)]. \quad (7)$$

对所有介质薄层进行类似计算,便可以获得考虑温度分布的条件下,介质内的新抽运光分布。

第三步,根据新的抽运光分布,重新计算介质内的热源分布,并利用(1)式和散热条件,重新计算介质内的温度分布。

第四步,根据新的温度场分布,返回到第二步和第三步循环计算,直到抽运光分布和温度场分布均达到稳定,结束计算。

计算流程图如图 2 所示。

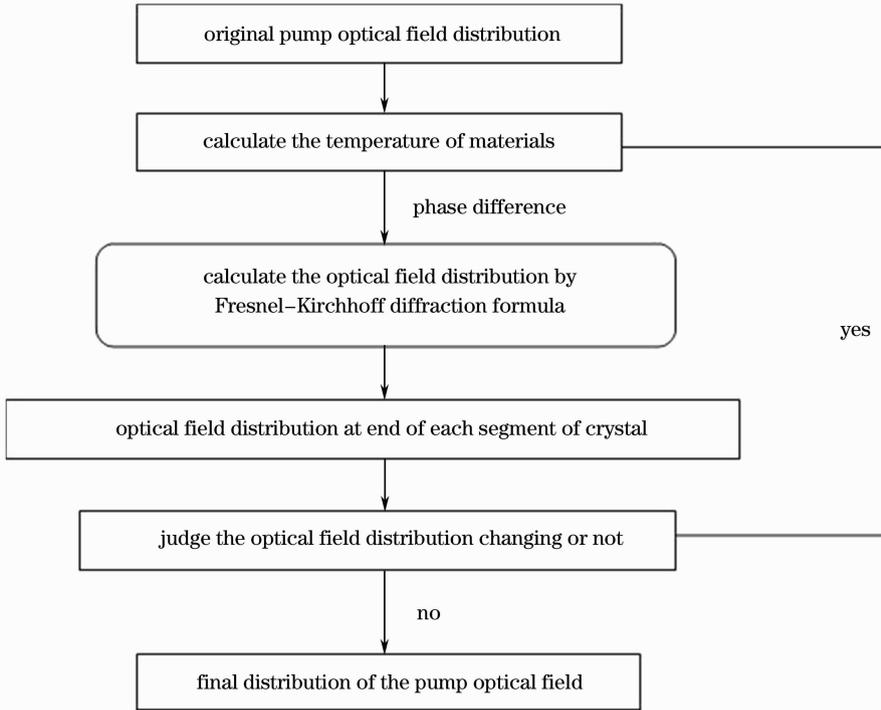


图 2 自适应算法流程图

Fig. 2 Flow chart of the self-adaptive method

3 计算结果及分析

根据以上算法,分别计算初始抽运光初始直径分别为 1 mm 和 0.6 mm 时,激光介质内的温度场分布情况和抽运光的分布情况。并将计算结果与初始抽运光分布以及初始的温度场分布进行比较。所用的激光器结构模型如图 3 所示。

图 3 中,抽运光选取波长为 808 nm 的半导体激

光器,通过光纤耦合系统输出,并通过透镜的准直和聚焦,进入到晶体棒中。以 Nd:YAG 晶体为例,用掺杂离子数分数为 0.1% 的晶体棒进行模拟计算,晶体棒长为 30 mm,半径为 1.5 mm,谐振腔长为 100 mm。晶体棒对抽运光一端镀 808 nm 全透膜和 1064 nm 全反膜,其中 808 nm 全透膜使抽运光以低损耗状态进入晶体,而 1064 nm 全反膜则可视

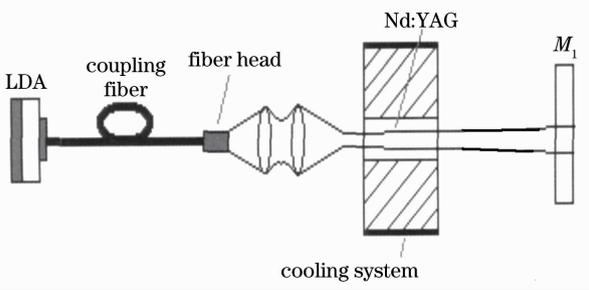


图 3 二极管端面抽运激光器结构简图
Fig. 3 Diagram of LD end-pumped solid-state laser

光谐振腔的全反镜。另一端则仅镀 1064 nm 全透膜，确保振荡光低损耗到达输出镜。晶体棒外侧用铝箔包裹，通过铜热沉进行加持，确保晶体与热沉之间充分接触，热沉内部通过冷却水循环，达到散热目的。

3.1 初始抽运光直径为 1 mm 时,其光场和温度分布度变化情况

图 4 为抽运功率为 200、150、100、50 W 时,利用第 2 节所述算法进行计算时所需要的迭代次数。显示了迭代的每一次所对应的光斑大小的分布和温度分布,其中第一次是初始热效应分布和对应的抽运光分布。

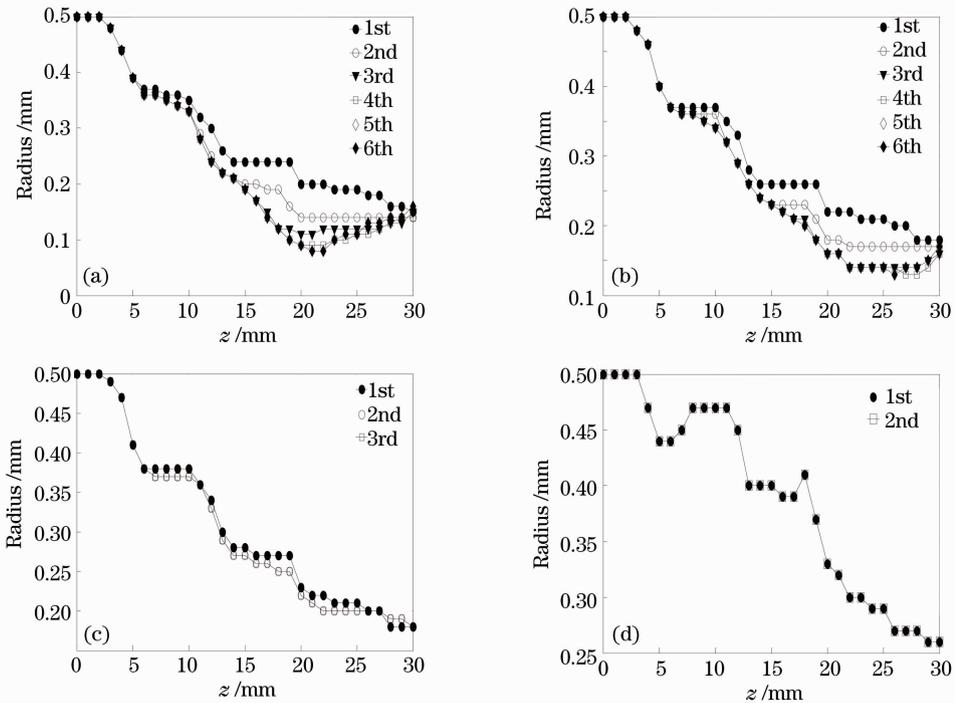


图 4 不同抽运功率 P_{in} 下抽运光斑半径沿光轴 z 方向的变化。(a) $P_{in}=200$ W;
(b) $P_{in}=150$ W; (c) $P_{in}=100$ W; (d) $P_{in}=50$ W

Fig. 4 Variation of optical radius in optic axis z direction in different pump powers. (a) $P_{in}=200$ W;
(b) $P_{in}=150$ W; (c) $P_{in}=100$ W; (d) $P_{in}=50$ W

从图 4(a)可以看出,当抽运光进入晶体时,晶体内部温度变化产生热透镜,热透镜使抽运光汇聚,抽运光的汇聚,又使晶体的温度分布进一步改变,导致迭代计算的第二次、第三次等所获得的抽运光聚焦半径依次减小,最终达到稳定。图 4(a)第五、六条曲线所示状态已接近稳定。

从图(4)可以看出,在功率较高时,初始光斑分布和稳定时的光斑分布差距很大,当功率小至 50 W 时,最终光斑与初始光斑已经基本重合。并且随着功率的降低,相应的迭代次数以及其光斑变化趋势也在逐渐减小。这说明,在抽运光功率比较大时,采

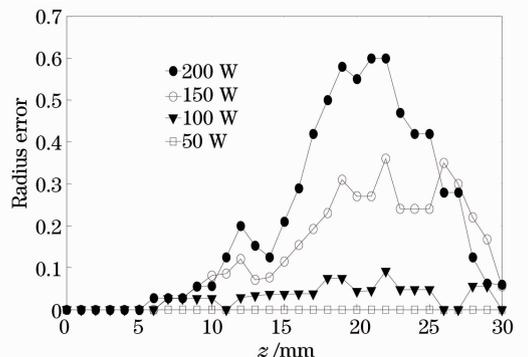


图 5 不同功率处光斑误差率
Fig. 5 Error of optical radius in different powers

用所提出的方法来计算光场的空间分布是非常必要的。为了更加清楚地显示这一点,图 5 给出了最终光斑与初始光斑比较所得到的误差率。

从图 5 可以看出,功率由高向低变化时,其光斑误差率也呈逐渐减小趋势,说明在功率较高时,热效

应对计算结果有较大的影响。

抽运光分布的较大差距,必然和温度分布的较大差距联系在一起。图 6 显示在每次迭代循环中,介质轴线中心温度与恒温边界之间的温度差分布状况。

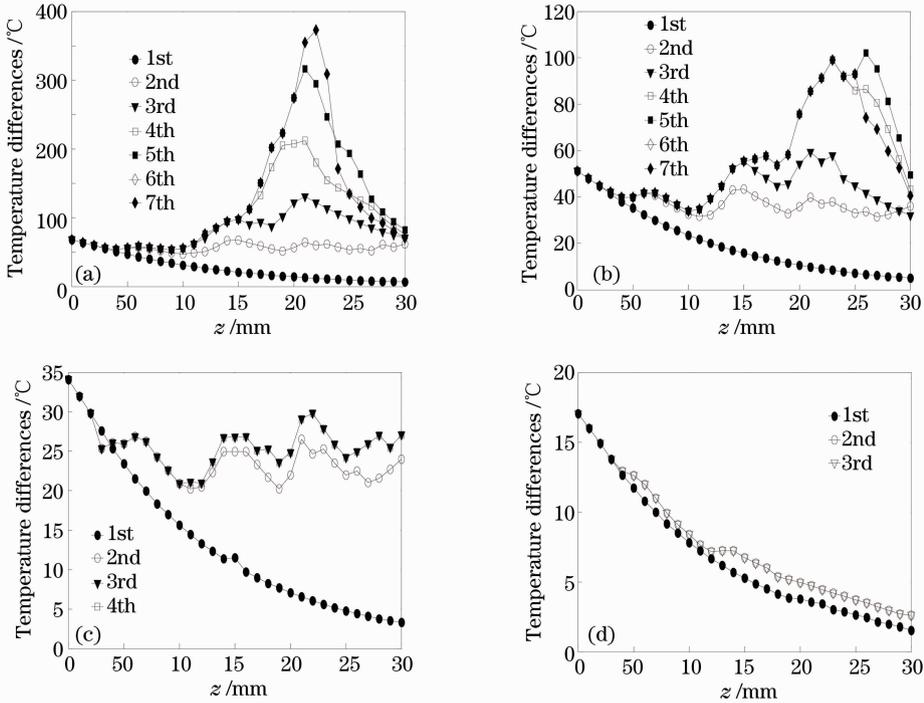


图 6 不同抽运功率下晶体中心处与边界处温度差沿光轴 z 方向的变化。(a) $P_{in}=200$ W; (b) $P_{in}=150$ W; (c) $P_{in}=100$ W; (d) $P_{in}=50$ W

Fig. 6 Variation of temperature difference between center and surface of the crystal in optic axis z direction in different pump powers. (a) $P_{in}=200$ W; (b) $P_{in}=150$ W; (c) $P_{in}=100$ W; (d) $P_{in}=50$ W

图 7 中,最终温度曲线与最初温度曲线相减,得到不同功率温度差误差值的变化曲线。

入到晶体后,各次迭代中晶体的温度分布情况;图 4 中每条曲线所给的光场分布决定图 6 中下次曲线的温度分布,而图 6 中每条曲线所给的温度分布又决定图 4 中下次曲线的光场分布。抽运光和热效应在这种相互作用下,变化逐渐平缓,最终达到稳定状态。

从图 7 中可以看出,在高功率抽运光作用下,热效应和抽运光的之间相互作用很强,抽运光在热效应的作用下强烈汇聚,同时反作用于温度场分布,导致计算结果和无迭代情形差距很大。而在低功率条件下,抽运光的汇聚效果并不是十分显著,其对晶体内部温度分布的影响也很小,可以忽略二者之间的这种相互作用。

3.2 初始抽运光直径为 0.6 mm 时,其光场和温度分布变化情况

为了分析不同的初始抽运光直径对迭代计算必要性所带来的影响,这里将初始光斑直径减小到 0.6 mm,进行计算。

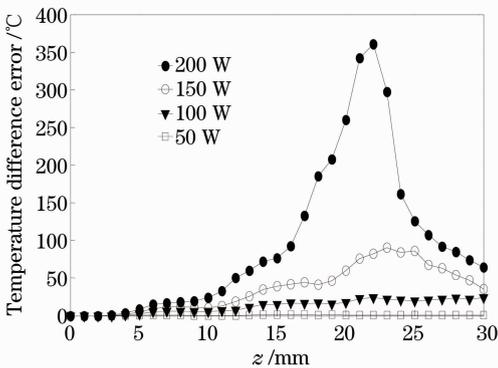


图 7 不同功率条件下晶体中心处与边界处温度差误差值

Fig. 7 Temperature difference error between center and surface of the crystal in different pump powers

对比图 6 和图 4,可以比较全面地看到热效应与抽运光之间的相互作用过程。图 6 表示抽运光进

图 8 为抽运光功率为 200、150、100、50 W 时，抽运光在晶体内传输时，光斑的变化情况，曲线变化过程类似于图 4。对比图 4 可以看出，相比初始直径为 1 mm 的抽运光斑而言，采用较小的初始光斑

进行计算，每次迭代时光斑的变化更加明显。但从光斑半径变化的幅度来看，直径较大的光斑变化更为显著一些。

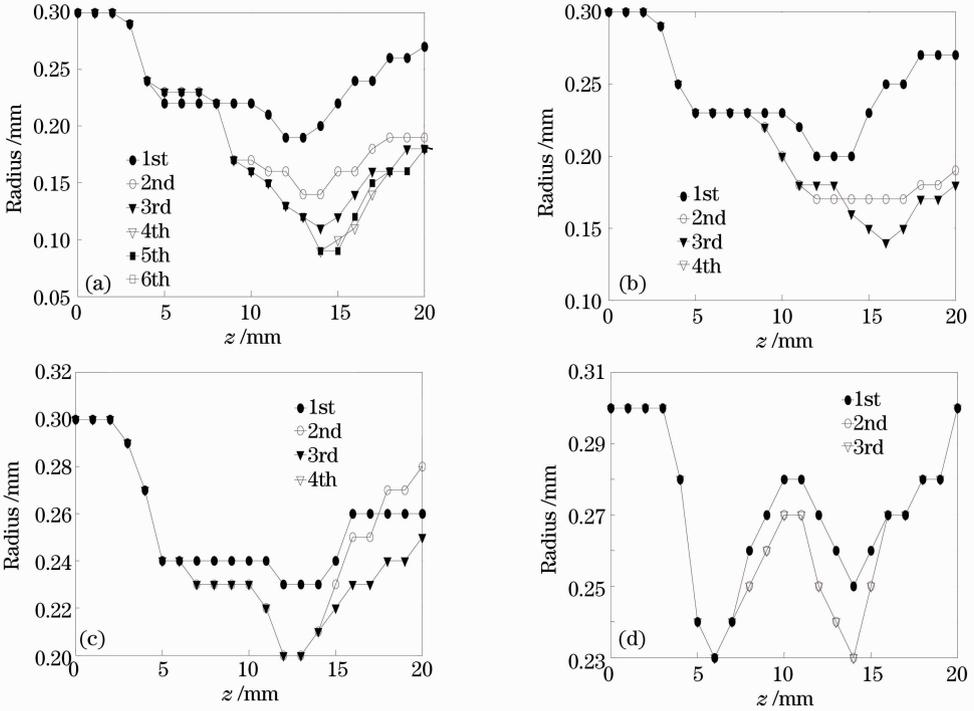


图 8 不同抽运功率 P_{in} 下抽运光斑半径沿光轴 z 方向的变化。(a) $P_{in}=200$ W；(b) $P_{in}=150$ W；(c) $P_{in}=100$ W；(d) $P_{in}=50$ W

Fig. 8 Variation of optical radius in optic axis z direction in different pump powers. (a) $P_{in}=200$ W；(b) $P_{in}=150$ W；(c) $P_{in}=100$ W；(d) $P_{in}=50$ W

如图 9 所示，同样选取最终温度曲线与最初温度曲线之间的温度差，作为衡量热效应计算误差的依据。对比图 9 和图 5，可以看出，初始光斑半径较小的抽运光，其光斑半径误差率较大。而由图 7 和图 10 可以看出，初始光斑半径较小的情况下，其热效应更剧烈。因此，在初始光斑半径较小时，抽运光和热效应之间的相互作用更剧烈，迭代计算在这种情况下是非常必要的。

除了抽运光功率和初始光斑半径外，不同的吸收长度也会对抽运光斑变化产生影响，下面分析将这三者相结合时，抽运光在什么条件下满足在不使用自适应算法时，其运算误差较小。

3.3 是否采用迭代算法的判断依据

根据以上计算结果可知，在热效应的分析计算中，最好采用所提出的迭代计算方法，但是，迭代计算通常编程工作量比较大，运算时间也比较长。在误差不大的条件下，也可以不考虑抽运光和热效应的相互作用，仅利用初始抽运光分布进行一次性估

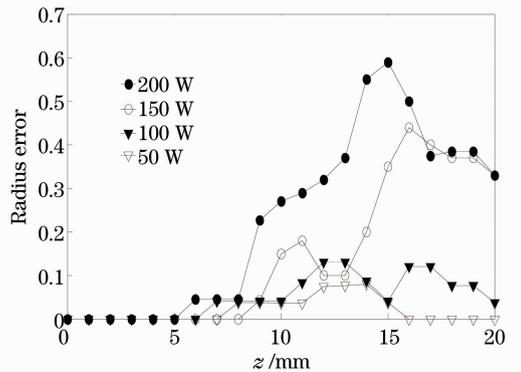


图 9 不同功率时光斑误差率分布图

Fig. 9 Error of optical radius in different powers
算即可。这里提出一个判断依据。

通常热透镜焦距可以粗略估计为

$$f = \frac{\pi K_c \omega_p^2}{P_h (dn/dT)} \left[\frac{1}{1 - \exp(-\alpha l)} \right], \quad (8)$$

式中 K_c 为激光介质的导热率， P_h 为产热功率， α 为晶体的吸收系数， ω_p 为抽运光光斑半径， dn/dT 为随温度变化的折射率变化量， l 为晶体棒的长度。

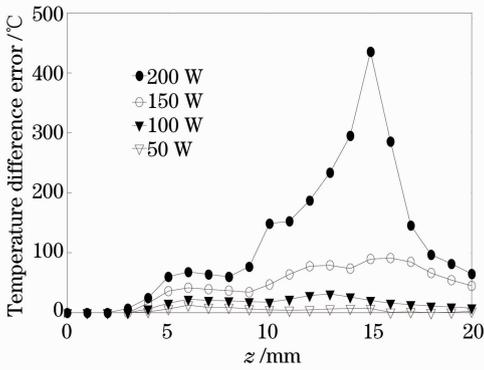


图 10 不同功率条件下晶体中心处与边界处温度
差误差值

Fig. 10 Temperature difference error between center
and surface of the crystal in different pump powers

对于比较长的介质, $1/[1 - \exp(-\alpha l)]$ 可近似
等于 1。这时热透镜焦距表达式为

$$f = \frac{K_c \omega_p^2}{P_h (dn/dT)}. \quad (9)$$

热透镜焦距的倒数可以反映热效应的粗略大小, 可
以利用它判断是否需要进行迭代计算以考虑抽运光
和热效应的相互作用。

产热功率和所注入的抽运光功率之间的关系为

$$P_h = \epsilon P_{in}, \quad (10)$$

式中 ϵ 为晶体的热转化系数。

利用热透镜焦距的倒数并且考虑介质的吸收长
度, 相同的热透镜焦距下, 吸收长度越长, 抽运光
和热效应的相互作用越强烈。用抽运光和热效应的相
互作用因子 K 来判定在理论分析中是否需要考虑
抽运光和热效应的相互作用。

$$K = \frac{l_{ab}}{f} = \frac{1}{\alpha f} = \frac{\epsilon P_{in} (dn/dT)}{\alpha K_c \omega_p^2}, \quad (11)$$

式中 l_{ab} 为吸收长度^[11]。

对于 Nd:YAG 激光器, 得到的光斑最大误差率

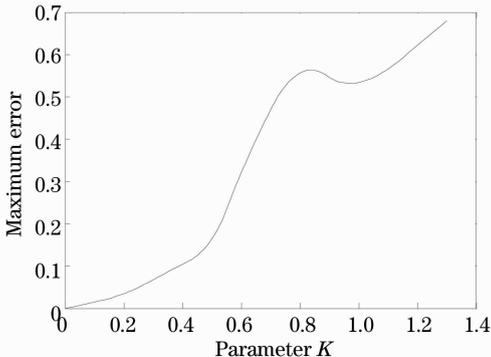


图 11 光斑最大误差率随 K 值变化曲线图

Fig. 11 Variation of optical radius maximum error
on parameter K

随 K 值变化的曲线如图 11 所示。

可以看出, 当吸收长度比热透镜焦距小 1 个数量
级以上时, 即 K 值小于 0.1 时, 误差很小, 可以不
考虑抽运光和热效应的相互作用。

4 结 论

在对激光介质热效应进行理论分析时, 很多情形
下, 需要考虑抽运光分布和热效应的相互作用, 否
则会带来很大的计算误差。提出了一种考虑热效应
和抽运光分布相互作用的计算方案, 通过多次循环
迭代寻求抽运光分布和热效应分布最终稳定态。通
过所设计的计算方法, 研究了在不同抽运光功率和
光斑半径条件下, 是否考虑抽运光与热效应相互作
用所带来的计算误差, 在此基础上, 提出了抽运光
和热效应的相互作用因子 K , 用来判断在对热处理的
理论分析中是否需要考虑热效应与抽运光的相互作
用。该参数 K 通过比较吸收长度和热透镜焦距的
大小来定义, 根据所计算的曲线, 当吸收长度比热透
镜焦距大约小于一个数量级以上时, 其热效应与抽
运光的相互作用所带来的误差小于 3%, 这种情况
下, 对热效应的计算中可以不考虑抽运光和热效应
的相互作用。

参 考 文 献

- 1 S Chenais, F Balembois, F Druon, *et al.*. Thermal lensing in diode-pumped ytterbium lasers-part II: evaluation of quantum efficiencies and thermo-optic coefficients [J]. IEEE J Quantum Electron, 2004, 40(9): 1235-1242.
- 2 A M Bonnefois, M Gilbert, P Y Thro, *et al.*. Thermal lensing and spherical aberration in high-power transversally pumped laser rods [J]. Opt Commun, 2006, 259(1): 223-235.
- 3 S Chenais, S Forget, F Druon, *et al.*. Direct and absolute temperature mapping and heat transfer measurements in diode-end-pumped Yb:YAG [J]. Appl Phys B, 2004, 79(6): 221-224.
- 4 Shi Peng, Li Jinping, Li Long, *et al.*. Influence of pump light distribution on thermal effects within Nd:YAG microchip laser [J]. Chinese J Lasers, 2008, 35(5): 643-646.
史 彭, 李金平, 李 隆, 等. 抽运光分布对 Nd:YAG 微片激光器热效应的影响[J]. 中国激光, 2008, 35(5): 643-646.
- 5 Zhang Shuaiyi, Huang Chunxia, Yu Guolei, *et al.*. Thermal effect of laser crystal by laser diode end-pumped [J]. Chinese J Lasers, 2008, 35(3): 333-337.
张帅一, 黄春霞, 于果蕾, 等. 激光二极管端面抽运激光晶体的热效应[J]. 中国激光, 2008, 35(3): 333-337.
- 6 Shi Peng, Li Long, Gan Ansheng, *et al.*. Thermal effect research of end-pumped rectangle Nd:GdVO₄ crystals [J]. Chinese J Lasers, 2005, 32(7): 923-928.
史 彭, 李 隆, 甘安生, 等. 端面抽运矩形截面 Nd:GdVO₄ 晶体热效应研究[J]. 中国激光, 2005, 32(7): 923-928.
- 7 Song Xiaolu, Li Bingbin, Wang Shiyu, *et al.*. Comparison of different cooling methods in DPL [J]. Infrared and Laser Engineering, 2008, 37(1): 73-76.

- 宋小鹿, 李兵斌, 王石语, 等. DPL 中晶体散热效果的比较[J]. 红外与激光工程, 2008, 37(1): 73-76.
- 8 Song Xiaolu, Guo Zhen, Li Bingbin, *et al.*. Influences of heat-dissipation methods on thermal distortion of laser rods [J]. Chinese J Lasers, 2009, 37(2): 351-357.
- 宋小鹿, 过 振, 李兵斌, 等. 散热方式对激光晶体热畸变效应的影响[J]. 中国激光, 2009, 37(2): 351-357.
- 9 Yu Jin, Tan Huiming, Qian Longsheng, *et al.*. Theoretical study on thermal beam fousing in longitudinally-pumped solid-state laser rods [J]. High Power Laser and Particul Beams, 2000, 12(1): 27-31.
- 余 锦, 谭慧明, 钱龙生, 等. 纵向泵浦固体激光介质热透镜效应的理论研究[J]. 强激光与粒子束, 2000, 12(1): 27-31.
- 10 Huan Youwen. Study on the Effect of Pump Light Distribution to the Oscillating Light Distribution Characteristics [D]. Xi'an: Xidian University, 2013. 28-36
- 宦友文. 泵浦光分布对振荡光分布特性的研究[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2013. 28-36.
- 11 Yin Xiaoxue, Guo Zhen, Li Bingbin, *et al.*. Laser crystal thermal effect and ladder pump tecology [J]. Electronic Sci& Tech, 2010, 23(2): 39-41.
- 尹晓雪, 过 振, 李兵斌, 等. 激光晶体热效应的阶梯泵浦技术[J]. 电子科技, 2010, 23(2): 39-41.

栏目编辑: 张 雁